



TITLE:

5. スピングラスにおける最近の実験から(基研短期研究会「スピングラスを中心とした新しい秩序相」報告,研究会報告)

AUTHOR(S):

都, 福仁

CITATION:

都, 福仁. 5. スピングラスにおける最近の実験から(基研短期研究会「スピングラスを中心とした新しい秩序相」報告,研究会報告). 物性研究 1988, 49(4): 354-357

ISSUE DATE:

1988-01-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92906>

RIGHT:

5. スピングラスにおける最近の実験から

北大・理 都福仁

スピングラスのようなランダム系で相転移が起こりうるか否かがスピングラス研究の最大の問題であった。よく知られているように Edwards と Anderson はランダムな方向に凍結したスピン状態を表すオーダーパラメータとして $q = \langle \langle S_z \rangle^2 \rangle$ なる量を導入し、レプリカ理論として知られている手法により自由エネルギーの計算を行った。ランダム系であるからスピンの凍結方向 z はスピン毎に異なっている。この理論によるとイジングスピン系では、帯磁率 χ_0 と比熱 C が相転移温度 T_g でカスプを示すことが示されたが、帯磁率はともかく比熱では希薄 ZnMn 合金¹⁾の例を除いて一般的にカスプは観測されなかった。 χ_0 の温度変化からオーダーパラメータ q の発生を知ることは可能であるが、外部磁場 h の三乗の係数が T_g で発散することを桂重俊氏が Bethe lattice で導いた²⁾。このことに注目しスピングラスの相転移理論を作ったのが鈴木増雄氏である³⁾。鈴木は磁化 m を外場 h の関数として

$$m = \chi_0 h + \chi_2 h^3 + \chi_4 h^5 + \dots$$

のごとく展開し、 $q \sim \chi_2 h^2$ とかけることを示した。つまりオーダーパラメータ帯磁率は $\chi_2 = \partial q / \partial h^2$ であり共役な磁場は h^2 ということになる。強磁性の場合と同様臨界指数を導入して次のように書ける。

$$q \sim h^{2/\delta}, \quad \chi_2 \sim \varepsilon^{-\gamma}, \quad \chi_4 \sim \varepsilon^{-2\gamma-\beta}, \quad C \sim \varepsilon^{-\alpha}$$

この理論的取扱が発表された後一年半後に χ_2 の発散が実験的に観測され、それ以来非常に多くの研究がなされた⁴⁾。静的臨界指数 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 等が種々の物質について多くの実験家により求められているがその値が異なり、特に γ については約三倍の開きがある。この原因はいろいろ議論され最近 Bouchiat 達や谷口年史氏が詳しく議論を行っている⁵⁾。彼らの議論では高温で強い磁場 $H > 1$ KGauss によ

る測定では臨界指数を決める異常項の係数の変化の影響が大きく、 γ についてみると見かけ上大きな値になることを指摘している。一方 $T > T_g$ での臨界緩和及び $T < T_g$ の非平衡系での磁化の緩和の研究にも臨界指数の導入が行われている。スピングラス系の緩和時間 τ は広く分布しており、この分布関数 $P(\tau)$ が温度の関数になっていることを私達はスピングラスで最初に示した⁶⁾。測定は交流帯磁率の虚成分 $\chi''(\omega)$ の観測により行い、 $d\chi''(\omega)/dT$ の最大値つまり緩和時間が最も急な変化を示す点が交流帯磁率のカスプの温度 T_g であることも示した。このことは一般に $\chi'(\omega)$ のカスプから見かけの凍結温度 $T_g(\omega)$ を決めることができ、その周波数 ω 依存性を測り

$$\omega / \omega_0 = [\{ T_g(\omega) - T_g(0) \} / T_g(0)]^{z/z_0} \quad (1)$$

または

$$\omega / \omega_0 = [\{ T_g(\omega) - T_g(0) \} / T_g(\omega)]^{z/z_0} \quad (2)$$

により動的臨界指数 z を求めることが出来る。ただし ω_0 はスピン一個の緩和時間である。最近 (1) 式よりも (2) 式の非線形の換算温度を使う方が広い温度範囲にわたり臨界現象を記述できるのでよいと考える実験家もいる⁷⁾。ガラスのような非平衡系の物質での緩和が Fulcher 則で説明される場合が多く、また Fulcher 則は動的スケーリング則と近い関係にあるので非平衡系の緩和現象に相転移理論を拡張することは興味あることと思われる。これに関連してリエントラントスピングラスの Gabey-Toulouse 転移の緩和現象を詳しく調べることは有益である。我々は $\text{Pd}_{1-x-y}\text{Fe}_x\text{Mn}_y$ の交流帯磁率の測定を 10Hz ~ 4kHz の範囲で行った⁸⁾。この系では有限温度の相転移を結論することは難しいが、通常のスピングラス転移の場合と同様測定周波数が低くなると共に鋭い $\chi''(\omega)$ の peak が観測され、 $\omega \rightarrow 0$ の時に $T_g \rightarrow$ 有限になる傾向がみられる。この他緩和をフラクタルクラスターモデルで解析しようとの試みもなされている。

一辺 ξ の d 次元の体積は ξ^d で与えられるが、相関長 ξ のクラスター (ξ 内のスピンは強く結合し、 ξ 外のスピンとは相関がないとする) の磁気モーメント S_ξ

を $S_\xi = \xi^D$ (D =フラクタル次元) と表されるとすると臨界指数を導入して

$$S_\xi = \xi^D = P_\infty \xi^D \sim \xi^{D-\beta/\nu}$$

と書ける⁹⁾。臨界濃度付近の強磁性体の相転移の取扱から P_∞ を結晶の最近接格子上に少なくとも一個は磁性原子が存在するクラスターの占める割合とする。

$$P_\infty \sim |P - P_c|^{-\beta} \sim |\epsilon|^{-\beta/\nu}$$

coherent length ξ のクラスターの緩和時間を τ_ξ としてクラスターの大きさ S_ξ と $\tau_\xi = \tau_0 S_\xi^\times$ の関係にあるとする。 $S_\xi = \xi^D$, $\xi \sim |\epsilon|^{-1/\nu}$ の関係式を使って、 $\tau_\xi = \tau_0 |\epsilon|^{-\nu D \times}$ となる¹⁰⁾。一方通常の動的スケーリング仮説では $\tau_\xi = |\epsilon|^{-\nu z}$ と書けるので $z = D \times$ 。温度 T , 磁場 H の下での磁化 M はクラスターの古典イジング的磁化を $n_s S^\nu$ とすると

$$M \sim \int_0^\infty ds n_s \mu_B S^\nu \tanh(S^\nu h) \quad (h = \mu_B H / k_B T)$$

と書ける。以上はcoherent length ξ をもったクラスターを考えているので強磁性体、スピングラスどちらでもよいが、強磁性、スピングラスの場合各々 $y=1$ または $y=1/2$ と置けばよい。大きさ S のクラスターの数 n_s を

$$n_s = S^{-\tau} f(S/S_\xi)$$

と置き、¹¹⁾ $\mu_B S^\nu h \ll 1$ の場合の磁化 $M(t)$ の緩和は、緩和時間 $\tau_s = \omega_0^{-1} S^\times$ ($\omega_0 = \tau_0^{-1}$) で exponential decay するとして

$$\frac{M(t)}{M(0)} = \frac{\int_0^\infty S^{2\nu-\tau} f(S/S_\xi) \exp(-\omega_0 t S^\times) ds}{\int_0^\infty S^{2\nu-\tau} f(S/S_\xi) ds}$$

として求めることが出来る。 $f(S/S_\xi)$ を $T > T_g$, $T < T_g$ で適当に仮定して (簡単に

は強磁性体の percolation 付近の $f(S/S_g)$ の関数を使用している) stretched exponential または power law decay の関数を導き出すことが出来る¹²⁾。この場合緩和関数の指数は臨界指数で表される。このような取扱では $T > T_g$ での長時間緩和は

$$M(t) \sim t^{-\beta} \exp [- (A |t - T_g|)^{1-\alpha}]$$

と表されるが、スピングラスの(長時間)緩和をどの様に理解するかはなかなか難しい問題であり高分子とかガラスのような準安定系への応用も含めて今後研究されられると思われる。

参考文献

- 1) H. Meierling et al.: Phil. Mag. (1988).
- 2) S. Katsura: Prog. Theor. Phys. 56(1976)1049.
- 3) M. Suzuki: Prog. Theor. Phys. 58(1977)1151.
- 4) H. Bouciat: J. Phys. (Paris) 47(1986)71.
- 5) T. Taniguchi and Y. Miyako: to be submitted to J. Phys. Soc. Jpn.
- 6) Y. Miyako et al.: J. Phys. Soc. Jpn. 48(1980)329.
- 7) J. Souletie and J. L. Tholence: Phys. Rev. B32(1985)516.
- 8) H. Takano, Y. Miyako and J. L. Tholence: to be submitted to ICM '88.
- 9) 高安秀樹 著 「フラクタル」 朝倉書店
- 10) A. P. Malozemoff and B. Barbara: J. Appl. Phys. 57(1985)3410.
- 11) D. Stauffer: Phys. Rep. 54(1979)1.
- 12) M. A. Continentino and A. P. Malozemoff: Phys. Rev. B33(1986)3591.